ствует уменьшению β. Кинетика фильтрования резко осложняется при переходе к режиму высоких селективностей, так как концентрация тем сильнее изменяется вдоль потока, чем выше φ, осадок растет неоднородно, j, а следовательно, и dR/dt, в каждый момент времени являются убывающими функциями Z (расстояния от входа в канал). Это уточнение теории может стать предметом отдельного сообщения.

1. *Лигнины* (структура, свойства и реакции) / Под ред. К. В. Сарканена, К. Х. Людвига. — М. : Леспром, 1975.— 629 с.
2. *Грушников О. П., Елкин В. В.* Достижения и проблемы химии лигнина. — М. : Наука, 1973.—295 с.
3. *Чупка Э. И., Оболонская А. В., Никитин В. М.* Исследование влияния электростатического фактора на кислотность функциональных групп в лигнине. — Химия древесины, 1971, № 10, с. 123—126.
4. *Князькова Т. В., Саидов С. С., Кульский Л. А.* Влияние характеристик мембран-подложек на формирование и свойства динамических мембран из сульфатного лигнина. — Укр. хим. журн., 1983, **49**, № 11, с. 1142—1147.
5. *О деструкции* лигнина при сульфатной варке / Э. И. Чупка, А. В. Оболонская, В. М. Никитин, В. Г. Алдошин. — Химия древесины, 1970, № 6, с. 95—97.
6. *Богомолов Б. В., Тиранов И. П., Бабикова Н. Д.* Исследование сульфатного лигнина промышленной выработки. — Там же, 1975, № 3, с. 52—54.
7. *Борышкевич А. Д., Князькова Т. В.* Определение порогов осаждения сульфатного лигнина в водных растворах. — Химия и технология воды, 1983, 5, № 3, с. 219—223.
8. *Контактные* осветлители для очистки воды / Под ред. Д. М. Минца. — М. : Мин-во коммун. хоз-ва РСФСР, 1955.—172 с.
9. *О влиянии* соотношения размеров частицы и поры на селективность мембран / А. Н. Черкасов, В. П. Жемков, Б. В. Мчедлишвили и др. — Коллоид. журн., 1978, **40**, № 6, с. 1155—1160.
10. *Духин С. С., Князькова Т. В.* Коллоидно-электрохимические аспекты формирования и функционирования динамических мембран. Однослойные коллоидные мембраны. — Там же, 1980, **42**, № 1, с. 31—42.
11. *Жужиков В. А.* Фильтрование.— М. : Химия, 1980.— 398 с.
12. *Freilich D., Tanny G. B.* The formation mechanism of dynamic hydrous Zr(IV)-oxide membranes on microporous supports. — J. Colloid Interface Sci., 1978, **64**, N 2, p. 362—370.
13. *Tanny G. B.* Dynamic membranes in ultrafiltration and reverse osmosis. — Separ. and Purif. Methods, 1978, **7**, N 2, p. 183—220.
14. *Князькова Т. В., Кавицкая Л. А., Кульский Л. А.* Исследование формирования и свойств порового слоя динамических мембран. — Химия и технология воды, 1983, 5, № 4, с. 315—321.
15. *Ефремов И. Ф.* Периодические коллоидные структуры.— Л. : Химия, 1971.—190 с.
16. *Кройт Г.* Наука о коллоидах. — М. : Изд-во иностр. лит-ры, 1955.—538 с.
17. *Фридрихсберг Д. А.* Курс коллоидной химии. — Л. : Химия, 1974.—351 с.
18. *Мартынов Г. А., Мулер В. М.* К теории устойчивости лиофобных коллоидов. — В кн.: Поверхностные силы в тонких пленках и дисперсных системах. М. : Наука, 1972, с. 7—24.
19. *Щукин Е. Д.* О некоторых задачах физико-химической теории прочности тонкопористых тел — катализаторов и сорбентов. — Кинетика и катализ, 1965, **6**, № 4, с. 641—650.
20. *Sontag H., Florek Th., Shilov V. N.* Linear coagulation under condition of slow coagulation. — Adv. Colloid Interface Sci., 1982, **16**, N 3, p. 337—340.
21. *Hiperfiltration.* Processing of pulp mill sulfite wastes with a membrane dynamically formed from feed constituents / J. J. Perona, E. H. Butt, S. M. Fleming at al. — Environ. Sci. and Technol., 1967, **1**, N 12, p. 991—996.
22. *Бабенков Е. Д.* Очистка воды коагулянтами. — М. : Наука, 1977.—355 с.

Институт коллоидной химии
и химии воды им. А. В. Думанского
АН УССР, г. Киев

Поступила
16.02.83

УДК 541.182

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ДИНАМИЧЕСКИХ МЕМБРАН, СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ ОТТАЛКИВАНИЕМ ДВОЙНЫХ СЛОЕВ

Н. И. Жарких, В. Н. Шилов

Введение. Применение мембран из коллоидных частиц или полиэлектролитов (называемых также динамическими мембранами) для обессоливания воды методом обратного осмоса [1, 2] повышает интерес к исследованиям особенностей формирования, структуры, кинетических свойств таких мембран. Динамическую мембрану (ДМ) получают фильтрованием коллоидного раствора мембранообразующего компонента (МОК) через мембрану с крупными порами (она называется подложкой динамической мембраны). Как правило, получаемые таким образом ДМ находятся в динамическом равновесии с потоком мембранообразующего компонента и разрушаются при отсутствии в фильтруемом растворе МОК (хотя известны мембраны, в которых МОК коагулирует необратимо — такие ДМ, однажды сформированные, в дальнейшем не разрушаются при снятии давления или фильтрации раствора, не содержащего МОК).

В дальнейшем будем рассматривать только истинные динамические мембраны, в которых

коллоидные частицы не образуют прочных коагулятов и удерживаются на конечных расстояниях друг от друга только под действием потока жидкости, который прижимает частицы к подложке. Среднее расстояние между частицами (и объемная доля частиц) в такой мембране определяется из условия равенства гидростатического давления в данном слое мембраны и расклинивающего давления коллоидных частиц. Зависимость расклинивающего давления от объемной доли частиц (уравнение состояния дисперсии) в этом случае определяется величиной сил отталкивания между частицами, в частности сил электростатического отталкивания.

Таким образом, ДМ можно назвать концентрированной дисперсией, стабилизированной отталкиванием перекрывающихся двойных слоев. Теория строения и кинетических свойств таких систем должна учитывать взаимодействие соседних частиц: гидродинамическое, электрическое, концентрационное взаимодействия перекрытых двойных слоев, причем при разработке математического аппарата теории следует отдавать предпочтение методам, отражающим в максимальной степени физические особенности рассматриваемой системы.

Ячеечный метод, предложенный для учета гидродинамического взаимодействия частиц в дисперсии [3], может быть применен и для вычисления уравнения состояния дисперсии, стабилизированной отталкиванием двойных слоев [4, 5]. Результаты этих исследований будут применены в данной работе для изучения гидродинамической проницаемости ДМ.

Постановка задачи. Скорость фильтрации жидкости u через динамическую мембрану будем вычислять, как функцию приложенного давления P при условии, что N — число частиц МОК над единицей площади подложки постоянно:

$$U = U(P)|_{N=\text{const}}. \qquad (1)$$

Физически выражение (1) означает, что при изменении давления над ДМ изменяются толщина, пористость, число частиц на единицу площади и т. д. Задача о нахождении полностью стационарных свойств ДМ должна исходить поэтому из концентрации МОК в исходном растворе, физико-химических свойств МОК и свойств течения раствора над мембраной (которые определяют условия отрыва частиц от ДМ и перехода их в раствор; без последнего процесса никакое стационарное состояние истинно-динамической мембраны невозможно). Поскольку эта полная задача сложна, ограничимся изучением свойств ДМ в неполностью стационарном состоянии. Данное состояние характеризуется именно постоянством величины N. Известно [1, 2], что время формирования стационарной ДМ

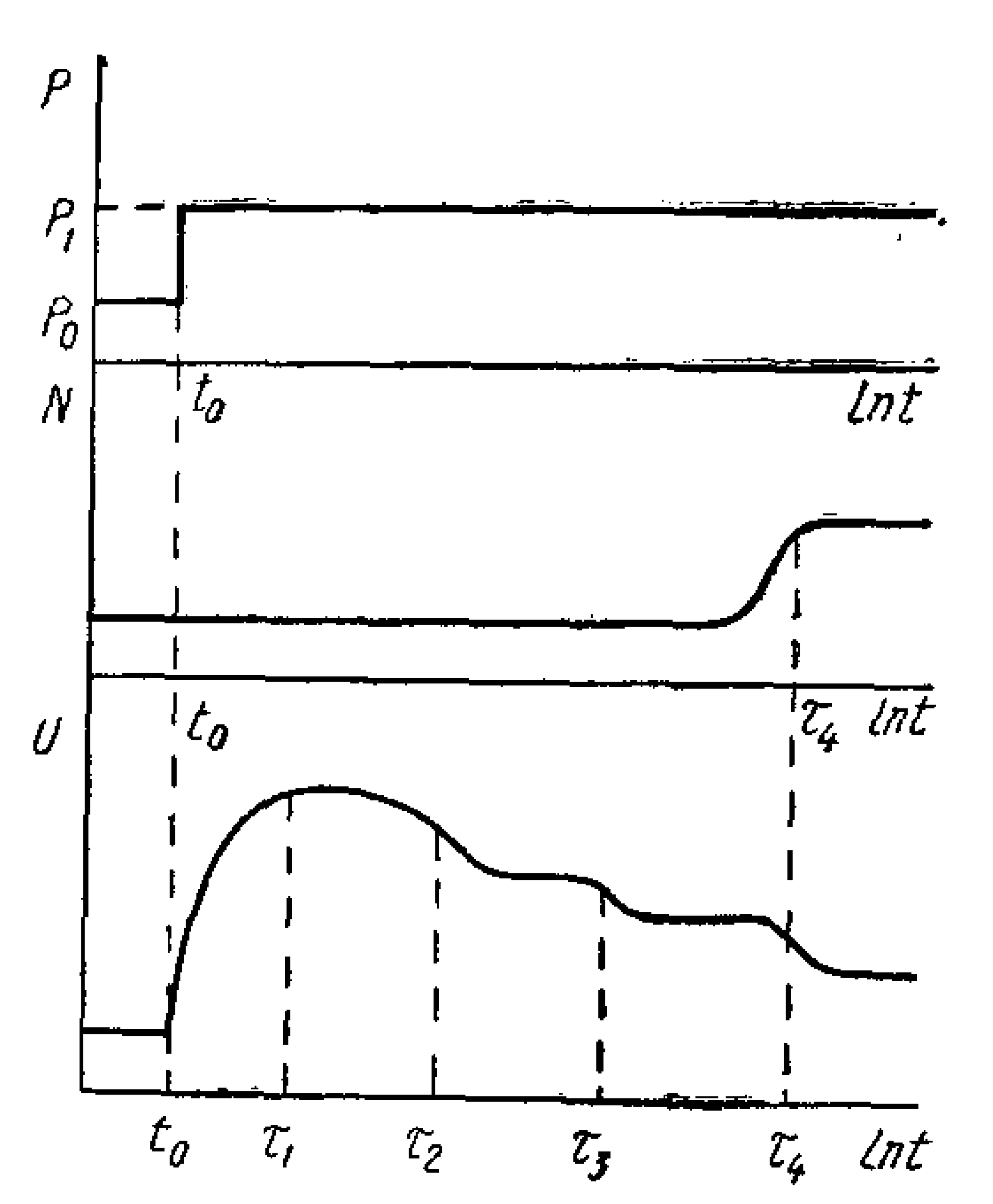


Рис. 1. Эскиз временных диаграмм скорости, давления и числа частиц в ДМ.

составляет несколько часов. Таков же порядок времени, необходимого для разрушения ДМ. Таким образом, процесс наслаивания новых частиц на подложку или отделения частиц от ДМ протекает сравнительно медленно; между тем, процесс установления скорости при изменении внешнего давления — очень быстрый, время релаксации здесь порядка времени распространения звука в жидкости поперек ДМ.

Общий характер зависимости U от времени при скачкообразном повышении давления в момент t_0 изображен на рис. 1. При $t<t_0$ скорость имеет полностью стационарное значение, соответствующее давлению P_0. После повышения давления скорость устанавливается за период τ_1 формирования гидродинамического режима (он имеет порядок микросекунд); при этом геометрия мембраны еще не успела измениться. Далее, за период τ_2 происходит релаксация упругих свойств мембраны (этот период — порядок времени распространения звуковой волны в твердообразном теле ДМ по толщине мембраны); за τ_3 происходит релаксация пластических свойств мембраны и за τ_4 — наслаиваются новые частицы на ДМ. Порядок времени τ_4 — несколько часов, о временах релаксации τ_2 и τ_3 судить крайне трудно и соотношение этих времен, представленное на рис. 1, произвольно. Можно, однако, предположить, что скорость звука в теле мембраны составляет не менее нескольких метров в секунду, τ_2 — миллисекунды. Если ДМ состоит из отталкивающихся частиц, то пластических деформаций в ней не возникает ($\tau_3=\infty$). Таким образом, в течение довольно большого промежутка времени τ_4—τ_2 мембрана сохраняет постоянное значение N, и если к мембране прикладывать импульсы давления длительностью намного больше τ_2, но намного меньше τ_4, то изменение числа N несущественно для вычисления скорости, и условия отвода частиц от ДМ несущественны.

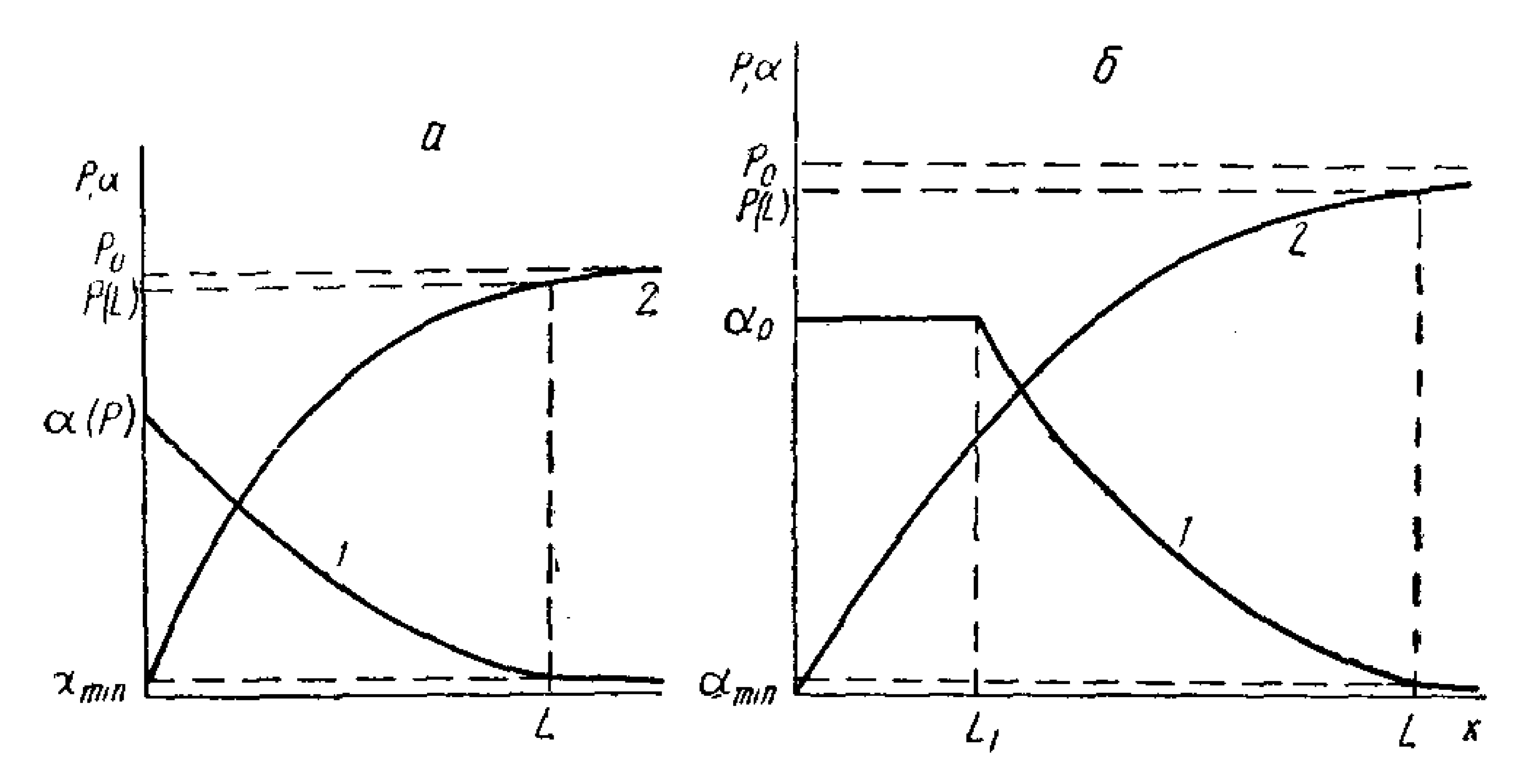


Рис. 2. Эскизы профилей объемной доли (1) и давления (2) в ДМ при низких (а) и высоких (б) давлениях.

Следовательно, гидродинамическая характеристика (1) отражает реакцию уже сформировавшейся при определенном давлении ДМ (именно этому давлению соответствует заданное N) на кратковременные изменения давления.

Метод решения. Поставленная задача решается посредством конкретизации формул из [2] применительно к конкретному уравнению состояния дисперсии, полученному в [5]. Указанное уравнение состояния отражает зависимость расклинивающего давления в дисперсии от объемной доли частиц в предположении, что поверхностный потенциал частиц мал, а толщина двойного слоя сравнительно велика.

Квазистационарное состояние ДМ (при $t > t_2$) характеризуется равенством

$$P(x) = P_{dis}(\alpha(x)), \tag{2}$$

где $P_{dis} = P_{dis}(\alpha)$ — расклинивающее давление в дисперсии; $P(x)$ — давление в ДМ на расстоянии x от подложки (рис. 2); $\alpha(x)$ — объемная доля частиц в ДМ на расстоянии x от подложки. Полное число частиц над единицей площади ДМ равно

$$N = \int_0^L n(x)\,dx = \int_0^L \frac{dx}{b^3(x)} = \frac{1}{a^3}\int_0^L dx\alpha(x), \tag{3}$$

где n — плотность частиц; b — радиус ячейки; a — радиус частицы; L — толщина ДМ.

Скорость фильтрации жидкости через ДМ определяется уравнением

$$U = -L_{11}\frac{dP}{dx} = \text{const}, \tag{4}$$

где L_{11} — гидродинамическая проницаемость дисперсии [3]; интегрирование уравнения (4) дает

$$UL = -\int_0^L L_{11}(\alpha(x))\frac{dP}{dx}\,dx. \tag{5}$$

Подставив (2) в (5) и исключив из (3) и (5) неизвестную величину L, придем к соотношению вида (1) для скорости.

Чтобы упростить интегралы (3), (5), воспользуемся одним общим свойством уравнений состояния, полученных в [5]: существует давление P_0, которое соответствует формированию плотно упакованной решетки сфер

$$P_0 = P_{dis}(\alpha_0), \tag{6}$$

где $\alpha_0 \approx 0{,}74$ для сфер.

Если общее давление P, прикладываемое к ДМ, $< P_0$, то даже нижний, наиболее сильно сжатый слой мембран не достигает плотной упаковки (рис. 2, а), и в интегралах (3), (5) удобно перейти от интегрирования по координате к интегрированию по объемной доле

$$N = -\frac{1}{a^3 U}\int_{\alpha(P)}^{\alpha_{min}} \alpha L_{11}(\alpha)\frac{dP_{dis}}{d\alpha}\,d\alpha, \tag{7}$$

$$UL = -\int_{\alpha(P)}^{\alpha_{min}} L_{11}(\alpha)\frac{dP_{dis}}{d\alpha}\,d\alpha. \tag{8}$$

Первое из этих соотношений можно использовать для вычисления скорости

$$U = \frac{1}{Na^3}\int_{\alpha_{min}}^{\alpha(P)} \alpha L_{11}(\alpha)\frac{dP_{dis}}{d\alpha}\,d\alpha, \tag{9}$$

второе — для определения толщины мембраны

$$L = \frac{a^3 N \int_{\alpha_{min}}^{\alpha(P)} L_{11}(\alpha)\frac{dP_{dis}}{d\alpha}\,d\alpha}{\int_{\alpha_{min}}^{\alpha(P)} \alpha L_{11}(\alpha)\frac{dP_{dis}}{d\alpha}\,d\alpha}. \tag{10}$$

Если же давление $> P_0$, то часть нижних слоев мембраны упакована плотно (рис. 2, б) и формулы, аналогичные (7—10), примут вид

$$N = \frac{1}{a^3 U}\left[L_{11}(\alpha_0)\,\alpha_0(P - P_0) - \int_{\alpha_0}^{\alpha_{min}} \alpha L_{11}(\alpha)\frac{dP_{dis}}{d\alpha}\,d\alpha\right], \tag{11}$$

$$UL = L_{11}(\alpha_0)(P - P_0) - \int_{\alpha_0}^{\alpha_{min}} L_{11}(\alpha)\frac{dP_{dis}}{d\alpha}\,d\alpha, \tag{12}$$

$$U = \frac{1}{Na^3}\left[\alpha_0 L_{11}(\alpha_0)(P - P_0) + \right.$$

$$\left. + \int\limits_{\alpha_{\min}}^{\alpha_0} \alpha L_{11}(\alpha) \frac{dP_{\text{dis}}}{d\alpha}\, d\alpha \right], \qquad (13)$$

$$L = Na^3 \frac{\left[L_{11}(\alpha_0)(P - P_0) + \int\limits_{\alpha_{\min}}^{\alpha_0} L_{11}(\alpha) \frac{dP_{\text{dis}}}{d\alpha}\, d\alpha\right]}{\left[\alpha_0 L_{11}(\alpha_0)(P - P_0) + \int\limits_{\alpha_{\min}}^{\alpha_0} \alpha L_{11}(\alpha) \frac{dP_{\text{dis}}}{d\alpha}\, d\alpha\right]}. \qquad (14)$$

Обсудим теперь происхождение и физический смысл минимальной объемной доли частиц в ДМ $\alpha_{\min}$, фигурирующей в (7—14). В [2], где впервые был предложен описанный способ расчета ДМ, диффузная обкладка мембраны считалась простирающейся до бесконечности, при этом под $n(x)$ понимался избыток числа частиц в ДМ по сравнению с их числом в исходном растворе. Такая трактовка страдает некоторым противоречием, мешающим вычислению именно гидродинамической проницаемости: в ней не делается различия между частицами в растворе (которые движутся вместе с ним и не вносят вклада в гидродинамическое сопротивление) и частицами в мембране (которые не движутся вместе с раствором). Понятно, что хотя первые частицы и образуют дисперсию с определенной объемной долей, но формулы из [3] для гидродинамической проницаемости концентрированной дисперсии к ним не относятся. Таким образом, вопрос о локализации верхней границы ДМ не может быть снят путем отнесения этой границы на бесконечность. Толщина мембраны — это реальная физическая величина, предназначенная для деления раствора на две качественно различные области: $0 \leqslant x \leqslant L$ — ДМ, в которой частицы не участвуют в нормальном движении жидкости (но могут участвовать в тангенциальном [2], не рассматриваемом в данной работе); $x > L$ — исходный раствор, в котором частицы движутся вместе с жидкостью по нормали к мембране.

Величину L при помощи формул (10), (14) можно связать с параметром $\alpha_{\min}$, который, таким образом, характеризует состояние дисперсии на верхней границе ДМ; следуя [2], можно положить $\alpha_{\min}$ равным объемной доле частиц в исходном растворе. Можно предложить и другой способ определения верхней границы мембраны: считать, что на мембране падает определенная значительная часть (обозначим ее β) полного давления, а оставшаяся часть давления падает в

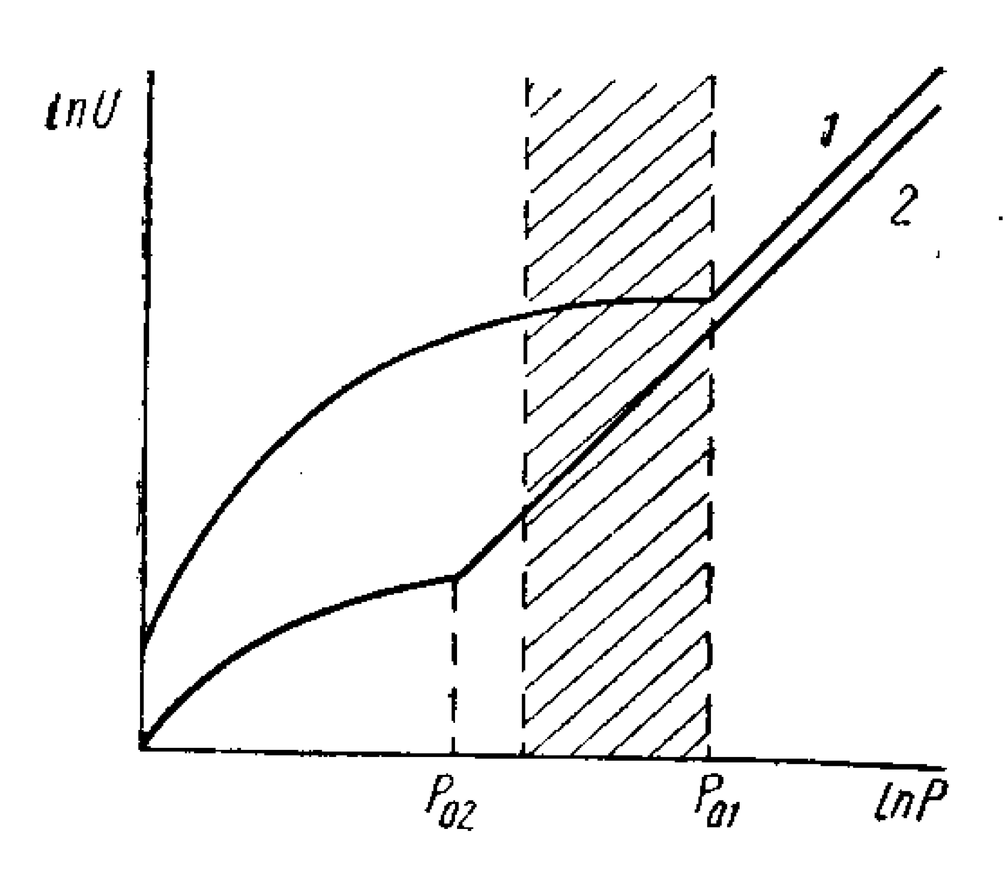


Рис. 3. Зависимость скорости фильтрации от давления при постоянном заряде частиц $\varkappa a = 2$ (*1*) и $\varkappa a = 10$ (*2*).

переходной области между раствором и мембраной, т. е. там, где частицы движутся с ускорением относительно жидкости и тормозятся (в этой области, следовательно, не выполняется условие (2) из [2], и нет оснований распространять интегрирование в (3), (5) на нее). Как видно, вопрос о локализации верхней границы мембраны требует специального изучения, поскольку предложенные способы только частично отражают физику процесса.

В дальнейших вычислениях будем использовать три способа локализации:

1) фиксация объемной доли

$$\alpha(L) = \alpha_{\min}, \qquad (15)$$

2) фиксация части давления

$$\alpha(L) = \alpha(P(L)) = \alpha(\beta P), \qquad (16)$$

3) комбинированный способ

$$\alpha(L) = \min(\alpha_{\min}, \alpha(\beta P)), \qquad (17)$$

где $\beta = 1 - \sqrt[3]{\alpha_{\min}}$. Условие (17) при больших $\alpha_{\min}$ ($\alpha_{\min} \gtrsim 10^{-3}$) практически эквивалентно (16), в котором $\beta \lesssim 0{,}9$, при малых $\alpha_{\min}$ (17) эквивалентно (15).

Результаты вычислений. Ограничимся изучением гидродинамической проницаемости ДМ. Подставим в (9), (13) уравнения состояния концентрированной слабозаряженной дисперсии (соответствующие формулы для случаев постоянного ζ-потенциала постоянного заряда частиц приведены в [5]) и вычислим указанные интегралы на ЭВМ.

Результаты расчетов приведены на рис. 3, 4 (давление и скорость выражены в произвольных единицах). Отметим прежде всего одну общую особенность всех приведенных характеристик: они сублинейны при $P \lesssim P_0$ и линейны при $P \gg P_0$. Такое поведение гидродинамической проницаемости совершенно естественно следует из заложенной в основу расчетов возможности сжатия ДМ, ее упругости. При возрастании давления ДМ уплотняется и при неизменном количестве частиц каждая из них вносит возрастаю-

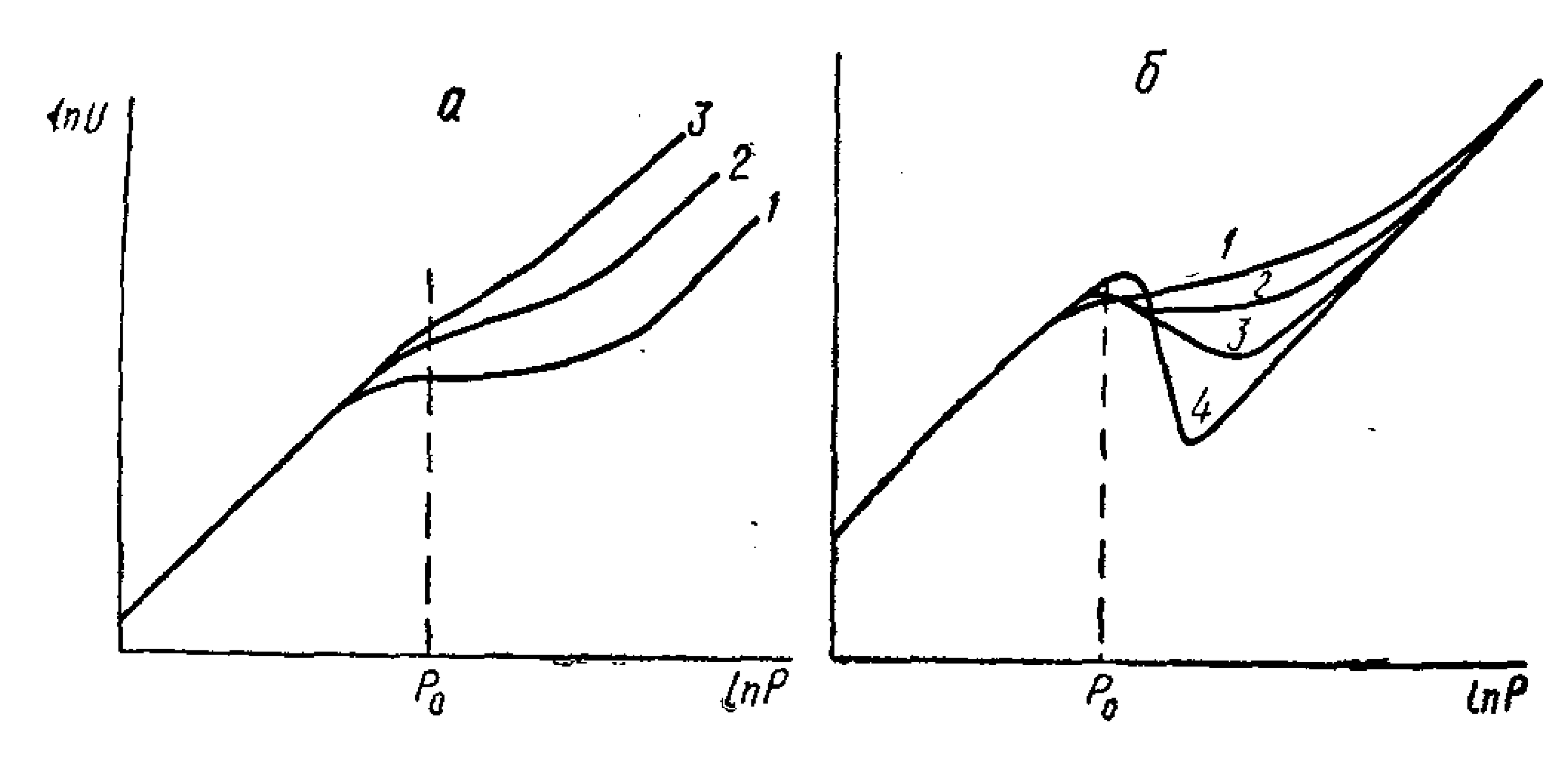


Рис. 4. Зависимость скорости фильтрации от давления при постоянном ζ-потенциале частиц и условии обрезания по (15) при $\alpha_{min}=10^{-6}$ и $\varkappa a=0{,}05$ (*1*); 1 (*2*); 10 (*3*) (*а*) и условии обрезания по (17) при $\varkappa a=0{,}5$; $\alpha_{min}=10^{-6}$ (*1*); $2{,}7\cdot10^{-5}$ (*2*); 10^{-3} (*3*) и $8\cdot10^{-3}$ (*4*) (*б*).

щий вклад в общую силу трения, поэтому скорость растет не пропорционально давлению, а медленнее. При достаточно больших давлениях (когда α_{min} уже более не зависит от P), как видно из (13), добавка к скорости прямо пропорциональна добавке к давлению, а дифференциальная проницаемость $L_d=\frac{dU}{dp}=\mathrm{const}$. Это происходит потому, что при $P>P_0$ на рыхлом, неплотно упакованном слое ДМ падает небольшая часть полного давления, а плотный слой не меняет своей структуры. Таким образом, рассматриваемая модель позволяет, во-первых, предсказать нелинейность гидродинамической проницаемости; во-вторых, указать общий характер этой нелинейности; в-третьих, установить связь между упругими свойствами концентрированных дисперсий и гидродинамическими свойствами ДМ.

Рассмотрим более детально рис. 3, на котором представлены свойства ДМ, в предположении постоянства заряда частиц. Интересно отметить, что зависимости на рис. 3 совершенно нечувствительны к выбору условий (15—17) и очень мало чувствительны к значению константы α_{min}. Это говорит о том, что характер кривых в этом случае не должен измениться и при переходе от условий (15—17) к более реальным условиям. С утоньшением двойного слоя (увеличением $\varkappa a$, где $\varkappa$ — обратный дебаевский радиус) давление P_0 снижается и графики смещаются влево по оси P. Область наиболее ярко выраженной нелинейности (заштрихована на рис. 3) весьма широка, занимает более двух десятичных порядков давления (при этом скорость может измениться всего в 5 раз).

Обратимся теперь к случаю постоянного ζ-потенциала частиц. Проницаемость здесь обладает рядом особенностей: во-первых, даже качественный ход кривых чувствителен к условиям обрезания (15—17); во-вторых, характеристики линейны при низких давлениях, что связано с очень резкой зависимостью расклинивающего давления от объемной доли [5]. При $\zeta=\mathrm{const}$ частицы с двойным слоем ведут себя как мягкие шары и при относительно низких давлениях ДМ представляет их плотную упаковку (толщина которой, как уже отмечалось, пропорциональна давлению), в-третьих, область сильной нелинейности сравнительно узка ($<1{,}5$ десятичных порядков давления).

При использовании условия (15) (рис. 4, *а*) общий характер нелинейности похож на случай постоянного заряда, однако с уменьшением толщины ДС роль нелинейности быстро падает (так, при $\varkappa a \gtrsim 10$ расклинивающее давление уже практически не сказывается на свойствах ДМ).

При использовании комбинированного условия (17) картина резко меняется: при малых значениях α_{min} характер кривых не меняется в соответствии со сказанным о связи условий (15) и (17); при больших α_{min} появляется падающий участок, т. е. область, где L_d отрицательна. Глубина падения повышается с ростом α_{min} и уменьшением $\varkappa a$; при $\varkappa a=0{,}05$, $\alpha_{min}=8\cdot10^{-3}$ (рис. 4, *б*, *4*) и при возрастании давления в 6 раз скорость падает в 50 раз. Такое поведение ДМ связано с конденсацией дисперсии при $\zeta=\mathrm{const}$ [5]: при незначительном увеличении давления дисперсия резко меняет свою структуру, превращаясь из плотной упаковки мягких сфер (которая соответствует весьма малой объемной доле частиц) в плотную упаковку твердых сфер — частиц. При этом гидродинамическое сопротивление возрастает очень резко, что приводит к падению скорости.

Заключительные замечания. Экспериментальное исследование обсуждающейся выше квазистационарной гидродинамической проницаемости ДМ пока специально не проводилось. Несомненно, однако, что в свете новых качественных результатов, полученных в данной работе, представляют значительный интерес для нескольких направлений коллоидной химии и теоретических основ водной технологии такие исследования.

1) исследование структуры ДМ и ее влияния на их функционирование;

2) исследование релогических свойств концентрированных дисперсий (в принципе возможно обобщение результатов данной работы для учета вязких свойств дисперсии, сил притяжения между частицами и, следовательно, пластических ее свойств и т. д.);

3) исследование строения и режима формирования двойного слоя частиц, поскольку гидродинамическая проницаемость, как и электроосмос, весьма чувствительны к режиму формирования двойного слоя (последнее утверждение обосновано в [6]). Поскольку в предельных случаях постоянного заряда и постоянного по-

верхностного потенциала частиц указанные эффекты резко различаются, то имеет смысл обобщение развитых теорий для различных промежуточных режимов формирования двойного слоя, например постоянства константы диссоциации ионогенных групп.

Возможность подобных экспериментов доказывается результатами, приведенными в [1]. Исследовали зависимость скорости фильтрации жидкости через гетерогенную ацетатцеллюлозную мембрану от давления в области до $2\cdot10^7$ Па/м². В результате получались зависимости, качественно сходные с приведенными на рис. 4, *а, б* (т. е. наблюдалось падение скорости с ростом давления). Автор исследования справедливо связывает такое поведение скорости с релаксацией пластических деформаций мембраны, которое не имеет прямого отношения к рассматриваемому здесь механизму, да и сама исследуемая система вовсе не похожа на динамическую мембрану. Поэтому ценность цитируемого результата для данной работы состоит в том, что доказана возможность существования характеристик, подобных приведенным на рис. 4, *б*, которые на первый взгляд представляются парадоксальными.

Дополнительные возможности в исследовании структуры ДМ представляет сочетание измерений скорости фильтрации и электропроводности ДМ в зависимости от приложенного давления, поскольку электропроводность дисперсии весьма чувствительна к объемной доле. Некоторую трудность здесь может представить учет поверхностной проводимости, роль которой возрастает при уплотнении дисперсии [7]. Однако несомненно, что качественные изменения структуры ДМ проявятся в ее электропроводности и измерение последней послужит источником дополнительной информации о динамических мембранах.

1. *Дытнерский Ю. И.* Обратный осмос и ультрафильтрация. — М. : Химия, 1978.—352 с.
2. *Духин С. С., Князькова Т. В.* Коллоидно-химические аспекты формирования и функционирования динамических мембран: Однослойные коллоидные мембраны. — Коллоид. журн., 1980, 42, № 1, с. 31—42.
3. *Хаппель Д., Бреннер Г.* Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. — М. : Мир, 1975.—680 с.
4. *Жарких Н. И., Шилов В. Н.* Теория расклинивающего давления в концентрированной дисперсии заряженных сферических частиц. 1. Ячеечная модель для решения уравнения Пуассона — Больцмана. — Коллоид. журн., 1982, **44**, № 3, с. 567—570.
5. *Жарких Н. И., Шилов В. Н.* Теория расклинивающего давления в концентрированной дисперсии заряженных сферических частиц. 2. Малый поверхностный потенциал (Приближение Дебая). — Там же, 1982, **44**, № 3, с. 571—574.
6. *Жарких Н. И., Шилов В. Н.* Теория коллективного электрофореза в приближении Генри. — Там же, 1981, **43**, № 6, с. 1061—1067.
7. *Барковская Ю. Б., Жарких Н. И., Дудкина Л. М.* Электропроводность концентрированных дисперсных систем в приближении тонкого двойного слоя. — Там же, 1982, **44**, № 4, с. 645—653.

Институт коллоидной химии
и химии воды им. А. В. Думанского
АН УССР, г. Киев

Поступила
30.09.82

УДК 622.765

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЛКИХ ЧАСТИЦ С ГАЗОВЫМИ ПУЗЫРЬКАМИ ПРИ НАПОРНОЙ ФЛОТАЦИИ

Т. З. Сотскова, Ю. Ф. Баженов, Г. А. Голик

В последние годы напорная флотация, как один из методов флотационной водоочистки, является объектом постоянного изучения [1—3]. Это обусловлено тем, что данный метод в применении к очистке воды от высокодисперсных примесей, образующих устойчивые коллоидные системы, обладает рядом преимуществ по сравнению с другими флотационными методами. К указанным преимуществам относится, прежде всего, возможность получения мелких пузырьков, размер которых составляет 30—120 мкм, стоксовский режим их всплывания и, как следствие этого, отсутствие турбулизации жидкости, приводящей к разрушению флотоагрегатов и соответственно к снижению эффективности флотационного процесса.

Большинство работ по исследованию напорной флотации посвящено изучению проблем чисто технологического характера, сам же механизм процесса и влияние физико-химических параметров флотационной системы на его эффективность изучены в гораздо меньшей степени. Известны различные точки зрения, касающиеся механизма напорной флотации [3, 4]. Согласно существующим представлениям, формирование флотокомплексов может осуществляться за счет